

**ТОРМОЖЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА  
В ПРЯМОУГОЛЬНОМ КАНАЛЕ ПОСТОЯННОГО СЕЧЕНИЯ**

*М. Г. Кталхерман, В. М. Мальков, Н. А. Рубан  
(Новосибирск)*

Изучению области перехода от сверхзвукового к дозвуковому течению в канале [1] посвящен ряд работ (см. [2] и библиографию к ней). Течение в этой области, называемой псевдоскачком, — сложный процесс взаимодействия скачков уплотнения с диссипативной пристенной областью, о деталях которого нет полной ясности. Ввиду этого основные усилия были сосредоточены на получение «интегральных» характеристик псевдоскачка, представляющих наибольший интерес для практических приложений.

В большинстве работ рассматривалось течение в круглых и квадратных трубах. Сведений об эффективности сверхзвуковых диффузоров других геометрических форм мало, и часто они противоречат сложившимся представлениям о псевдоскачке. В проведенных сравнительно недавно экспериментах с прямоугольными каналами отмечена низкая эффективность восстановления давления, особенно при больших соотношениях сторон. Так, в [3—7] рост давления при торможении сверхзвукового потока в 1,3—2 раза меньше, чем в [1]. Причины столь значительного снижения эффективности неясны. Для прямоугольных каналов нет также достаточно общей зависимости длины псевдоскачка от соотношения сторон.

Данная работа предпринята с целью пополнить знания о характеристиках сверхзвукового диффузора постоянной площади с прямоугольным сечением и провести анализ имеющихся экспериментальных результатов.

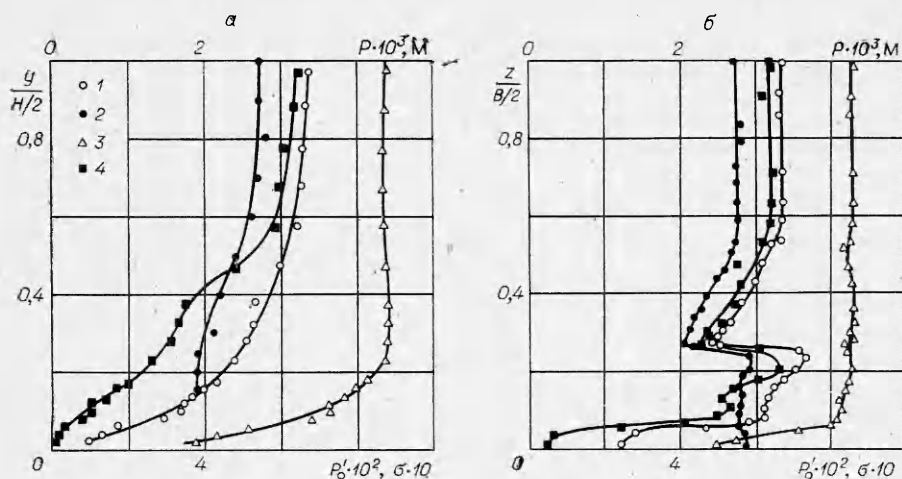
1. Для проведения опытов использовалась аэродинамическая труба. Холодный сухой воздух из баллонов поступал в форкамеру с выравнивающей сеткой и через сверхзвуковое сопло — в прямоугольный канал, подсоединенный к эжектору. Канал собирался из четырех секций общей длиной ~ 1400 мм. Его высота  $h = 21$  мм, ширина  $b = 80$  мм,  $B = b/h = 3,8$ . С целью изучения влияния соотношения сторон на характеристики псевдоскачка с помощью перегородок рабочая часть разбивалась на три канала сечением  $21 \times 25$  мм ( $B = 1,2$ ) или два канала сечением  $9 \times 80$  мм ( $B = 8,9$ ). Перегородки устанавливались на расстоянии 25 мм от выходного сечения сопла. Их передние и задние кромки имели форму клина с полууглом  $10^\circ$ .

Верхняя (широкая) стенка, являющаяся продолжением профилированной стенки сопла, снабжена дренажными отверстиями, расположенными вдоль центральной линии. Помимо давления на стенке, в нескольких сечениях канала с помощью микронасадков измерялись профили полного напора и статического давления.

В экспериментах использовались три сверхзвуковых сопла прямоугольного сечения и два блока осесимметричных сопел (сотовые сопла). Основные размеры сопел приведены в табл. 1, где  $h^*$  — высота критического сечения,  $l_c$  — длина сверхзвуковой части сопла,  $A/A^*$  — отношение площадей выходного и критического сечений. Сопла I и II минимальной длины, острая кромка в области критического сечения скругле-

Таблица 1

Номер сопла	$h^*$ , мм	$h$ , мм	$l_c$ , мм	$A/A^*$
I	0,7	21	56	30
II	0,4	21	56	52,5
III	0,5	21	45	42,5



Фиг. 1

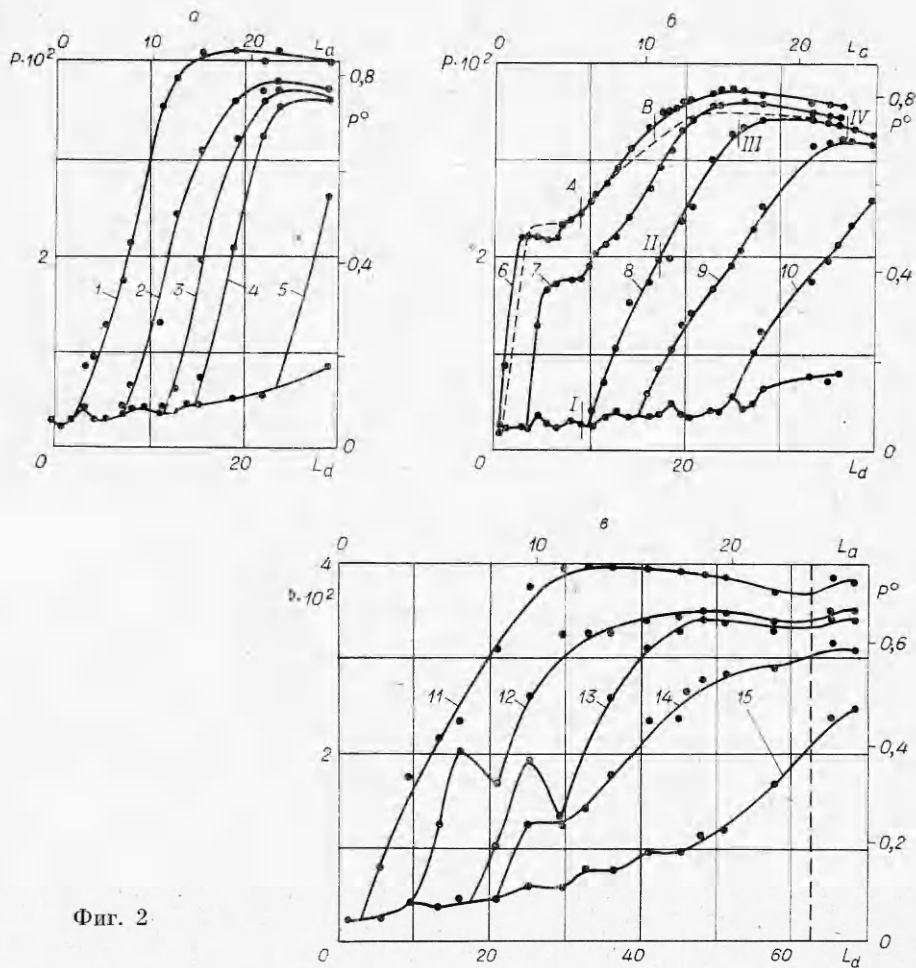
на по радиусу  $\sim 0,5$  мм. Сверхзвуковой контур сопла III выполнен по дуге окружности, на выходе направление стенок совпадало с направлением течения. В трансзвуковой области во всех вариантах имелся прямолинейный участок длиной  $\sim 0,2$  мм. Дозвуковая часть сопел I и III клиновидная с полууглом  $60^\circ$ , а сопло II имело контур, спрофилированный по формуле Витошинского.

Сотовые сопла состояли из системы мелких отверстий, компактно расположенных в пластине. В первом варианте конические сопла с полууглом раскрытия  $10^\circ$ , критическим диаметром  $d^* = 1,1$  мм и диаметром на выходе  $d = 5,7$  мм размещены в четыре ряда в шахматном порядке. Площадь на срезе в 26,8 раза превосходила критическую, а отношение площади рабочего канала ( $21 \times 80$  мм) к суммарной площади критических сечений составляло 35,3. Во втором варианте количество сопел и порядок их расположения не изменились, но их сверхзвуковая часть имела профиль минимальной длины, а угол контура с осью канала на срезе составлял  $\sim 4^\circ$ . Основные размеры:  $d^* = 1,2$  мм,  $d = 5,9$  мм, соответствующие отношения площадей 24,6 и 29,7. Длина блоков в направлении течения 15 мм. Дозвуковая часть изготовлялась конической с полууглом  $60^\circ$ , а в трансзвуковой области имелся цилиндрический участок протяженностью 0,5 мм.

2. На фиг. 1 для сопла I в сечении высотой 20 мм показаны безразмерные профили полного напора  $P'_0 = p'_0/p_\Phi$  ( $p'_0$  — полное давление за прямым скачком перед носиком насадка), статического давления  $P = p/p_\Phi$ , а также вычисленные по  $p'_0$  и  $p$  значения коэффициентов восстановления полного давления  $\sigma = p'_0/p_\Phi$  и чисел Маха  $M$  (точки 1—4 соответствуют  $P'_0 \cdot 10^2$ ;  $P \cdot 10^3$ ;  $M$ ;  $\sigma \cdot 10$ ). Измерения проводились вдоль осей симметрии сечения. Координата  $y = 0$  соответствует нижней (широкой), а  $z = 0$  — боковой стенке. Давление торможения в этих опытах  $p_\Phi = 2,1$  МПа.

Неравномерность профиля  $P(y)$  связана с характером обтекания угловой точки сопла (подробнее см. в [8]). Значительная неоднородность параметров по оси  $z$  объясняется тем, что боковые стенки сопла непрофилированные. В этом случае вблизи критического сечения зарождается ударная волна, направленная перпендикулярно широкой стенке [9].

На основании экспериментальных данных была определена толщина вытеснения пограничного слоя над широкой стенкой канала ( $\delta^* = 0,87$  мм). Расчет по соотношению, полученному на основании опытов с соплами аэродинамических труб [10], дал значение  $\delta^* = 0,64$  мм. Следует отметить значительное отличие чисел Маха в ядре потока от значений, определяемых степенью расширения сопла ( $M^0$ ). Вблизи оси канала



Фиг. 2

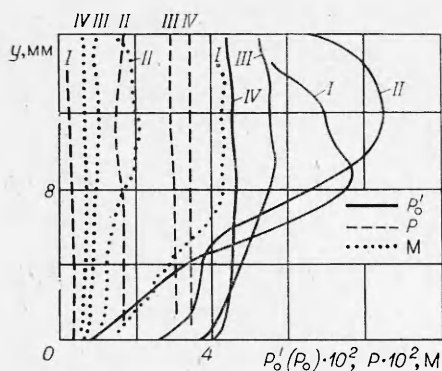
$M \approx 4,35$ , в то время как  $M^0 = 5,13$ . Наличие в потоке ударных волн приводит к большим потерям полного давления (на оси канала  $\sigma = 0,65$ ).

Качественно аналогичная картина наблюдается и на выходе сопла II. Безразмерное давление в потоке здесь почти вдвое ниже, чем в сопле I, но потери давления более существенны (в центре сечения  $\sigma = 0,34$ ). Поэтому число Маха, несмотря на значительное увеличение степени расширения, изменилось мало и в центре сечения равно 4,46.

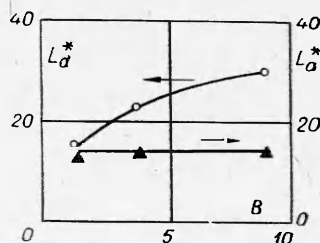
Поля газодинамических параметров в канале за сотовым соплом приведены в [11]. Они отличаются существенной неравномерностью, обусловленной перемычками между отдельными отверстиями.

По результатам опытов, показанным на фиг. 1, были вычислены характеристики осредненного потока с тем же расходом, количеством движения и теплосодержанием, что и в неравномерном потоке. Использовался упрощенный метод осреднения [12]. Расчет дал следующие средние параметры потока:  $\langle P'_0 \rangle_A = 5,00 \cdot 10^{-2}$  (при  $M^0 = 5,13$   $P'_0 = 5,42 \times 10^{-2}$ ),  $\langle M \rangle_A = 3,90$ ,  $\langle \sigma \rangle_A = 0,33$ .

3. При установке сопла I опыты проводились с каналами, имевшими соотношение сторон  $B = 1,2; 3,8; 8,9$ . Распределение давления на стенке для указанных значений  $B$  приведено на фиг. 2, а — в соответственно (сопла II и III использовались только с каналом  $B = 3,8$ ). По оси ординат слева отложено относительное давление на стенке, а по оси абсцисс внизу — безразмерная длина  $L_d = l/d$ , где  $l$  — расстояние от выходного сечения сопла, а  $d$  — гидравлический диаметр.



Фиг. 3



Фиг. 4

Опыты с каналами  $B = 1,2$  и  $3,8$  проводились при  $p_{\phi} = 2,1$  МПа, а при  $B = 8,9$   $p_{\phi} \approx 3$  МПа. Каждая кривая на фиг. 2 соответствует

определенной производительности эжектора.

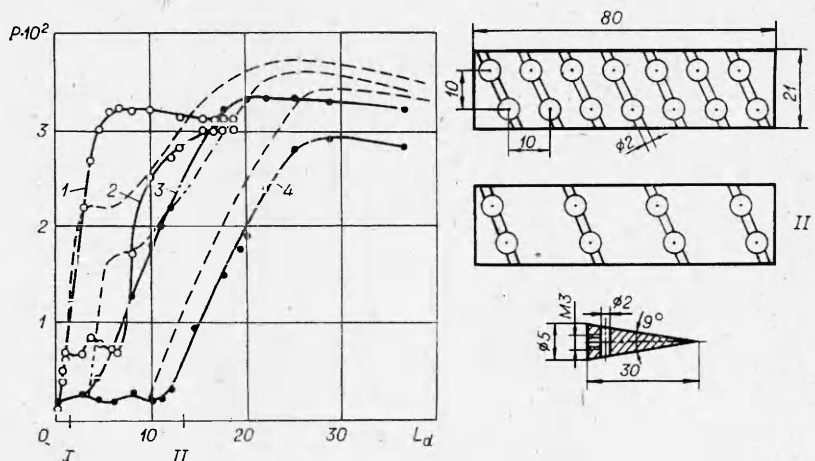
Качественно характер зависимостей  $P(L_d)$  соответствует имеющимся результатам об изменении давления в псевдоскачке, полученным в цилиндрических трубах. Однако в каналах с большим соотношением сторон плавный ход зависимости  $P(L_d)$  иногда нарушается (кривые 6, 7, 12—14). По всей видимости, при больших  $B$  особенность изменения давления в данных опытах связана с отрывом потока. Ранее в [6] отрывное течение в начальном участке псевдоскачка наблюдалось в каналах с  $B = 3—20$ , причем отмечалась асимметрия потока. Трехмерность потока, сохраняющаяся на значительном расстоянии, обнаружена также в [5] для канала  $B = 8$ . Часть опытов проводилась в укороченных каналах длиной, равной расстоянию до сечений  $A$  и  $B$  (см. фиг. 2, б). Полученные в этих измерениях зависимости  $P(L_d)$  полностью совпадают с распределением давления на линии б до соответствующих сечений (аналогичные результаты получены в [3] для других условий). Следовательно, полученными зависимостями можно пользоваться и для определения эффективности диффузоров меньшей длины, чем в настоящих экспериментах.

Измерения параметров потока в поперечных сечениях псевдоскачка проводились с соплом I ( $B = 3,8$ ) при  $p_{\phi} = 2,1$  МПа. Расположение сечений, в которых велось зондирование, показано цифрами I—IV на фиг. 2, б. Результаты измерений и обработки опытных данных приведены на фиг. 3.

4. Рассмотрим вопрос о длине псевдоскачка  $l^*$ , равной расстоянию от начала резкого подъема до сечения с максимальным давлением. Из-за пологости максимума точное определение  $l^*$  затруднительно. На основании экспериментальных данных, приведенных на фиг. 2 (кривые 1—4, 6—9, 11—14), относительная длина псевдоскачка  $L_d^* = l^*/d = 15,5 \pm \pm 1,5; 23 \pm 2$  и  $35 \pm 5$  при  $B = 1,2; 3,8$  и  $8,9$  соответственно (для линий 5, 10 в пределах экспериментального участка максимум не достигнут). В подобных условиях в цилиндрической трубе  $L_d^* = 13$  [1]. Зависимость  $L_d^*(B)$  показана на фиг. 4. Длина диффузора постоянного сечения может быть сокращена без существенного снижения его эффективности. Например, давление, равное 0,95 от максимального, реализуется на расстоянии  $L_d^*(0,95) = 10,5 \pm 1; 17 \pm 1; 24 \pm 3$  при  $B = 1,2; 3,8$  и  $8,9$  соответственно.

Известно [1], что  $L_d^*$  зависит от среднего числа Маха  $M_1$  в начальном сечении псевдоскачка. В данных опытах величина  $M_1$  изменялась в пределах  $\sim 4—3$ . Четкой зависимости  $L_d^*(M_1)$  из-за пологости максимума определить не удалось. Можно только отметить, что верхняя граница  $L_d^*$ , как правило, соответствует большему  $M_1$ . Приведенные выше значения  $L_d^*$  включают и результаты опытов с соплами II, III.

Влияние высоты  $h$  и ширины  $b$  прямоугольного канала ( $B = b/h > > 1$ ) на длину псевдоскачка неодинаково. На основе проведенных экспе-



Фиг. 5

риментов было получено эмпирическое соотношение

$$(4.1) \quad L_a^* = l^*/a = 14,$$

где эффективный размер  $a = h^{0.3}b^{0.7}$ . Зависимости  $L_a^*(B)$  и  $L_d^*(B)$  показаны на фиг. 4, а на фиг. 2 по оси абсцисс сверху отложено безразмерное расстояние  $L_a = U/a$ .

При  $h = b$  формула дает значение, близкое к длине псевдоскачка в цилиндрических трубах [1]. Для другого предельного случая ( $b/h \rightarrow \infty$ ) из (4.1) следует физически неверное значение  $L_a^*$ . Однако исследованный диапазон  $B = 1,2-8,9$  вполне достаточен для многих практических приложений.

Были проведены эксперименты, имевшие целью уменьшить длину области торможения. Для этого в опытах с соплом I ( $B = 3,8$ ) на расстоянии  $L_d = 1,6$  устанавливалась решетка I из 14 конусов. В другом эксперименте использовалась решетка II с 8 конусами, размещенная в сечении  $L_d = 13,6$ . Детали конструкции решетки и результаты экспериментов показаны на фиг. 5.

Видно, что произошло значительное (в 2—4 раза) сокращение длины псевдоскачка в том случае, когда решетка I находилась в сечении  $L_d = 1,6$  (фиг. 5, кривые 1, 2). Одновременно приблизительно на 10—20% уменьшилась максимальная эффективность восстановления давления (штриховые линии — данные фиг. 2, б для невозмущенного течения).

Установка решетки из 8 конусов в сечении  $L_d = 13,6$  значительно слабее сказалась на длине псевдоскачка (фиг. 5, линии 3, 4), уменьшение  $L_d^*$  составило  $\sim 30\%$ . Результат можно объяснить тем, что в потоке перед решеткой слабовозмущенное ядро потока невелико. Поэтому дополнительные возмущения от конусов малоэффективны.

5. Прежде чем перейти к анализу эффективности диффузора постоянного сечения, определим диапазон ее изменения. Как и в [1], псевдоскачок заменим прямым скачком с параметрами перед ним, вычисленными из уравнений сохранения массы и энергии адиабатического потока. В результате получим уравнение для нахождения осредненных параметров за псевдоскачком (течение в критическом сечении считается одномерным):

$$(5.1) \quad p_{00}A^* = p_{01}Aq(\lambda_1) = p_{02}Aq(\lambda_2).$$

Здесь  $p_{00}$  — начальное полное давление;  $p_{01}$ ,  $p_{02}$  — осредненное полное давление до и за псевдоскачком (в дальнейшем индексы 1 и 2 будут соответствовать средним параметрам в этих сечениях);  $\lambda$  — коэффициент скорости;  $q(\lambda) = ((k+1)/2)^{1/(k-1)} \lambda (1 - \lambda^2(k-1)/(k+1))^{1/(k-1)}$ ;  $k$  — показатель адиабаты;  $A^*$ ,  $A$  — площади критического сечения и канала соот-

ветственно. Из (5.1) следует

$$(5.2) \quad \sigma = \frac{P_{02}}{P_{00}} = \frac{A^*}{A} \frac{1}{q(\lambda_2)} = \frac{q(\lambda^0)}{q(\lambda_2)},$$

где  $\lambda^0$  — геометрическое значение коэффициента скорости на выходе из сопла, определяемое величиной  $A/A^*$  и соответствующее идеальному расширению газа (в дальнейшем индекс 0 вверху соответствует параметрам такого течения). При отсутствии трения и теплообмена значение  $\sigma^0 = P_{02}^0/P_{00}$  находится из соотношения для прямого скачка

$$(5.3) \quad \sigma_0 = q(\lambda^0)/q(1/\lambda^0).$$

Разделим (5.2) на (5.3) и, используя связь  $\lambda_2 = 1/\lambda_1$  для прямого скачка применительно к осредненным параметрам, найдем отношение полного давления за скачком  $P_{02}$  к максимально возможному  $P_{02}^0$ :

$$(5.4) \quad \eta_0^0 = \frac{\sigma}{\sigma^0} = \frac{P_{02}}{P_{02}^0} = \frac{q(1/\lambda_1)}{q(1/\lambda_1^0)}.$$

Аналогичное соотношение статических давлений имеет вид

$$(5.5) \quad \eta^0 = \frac{P_2}{P_2^0} = \frac{y(1/\lambda_1^0)}{y(1/\lambda_1)},$$

где  $y(\lambda) = ((k+1)/2)^{1/(k-1)} \lambda / (1 - \lambda^2(k-1)/(k+1))$ .

Близкий к изложенному, но не идентичный подход использован в [10, 13] для анализа потерь в тракте гиперзвуковых аэродинамических труб. Коэффициент восстановления полного давления в условиях, характерных для таких установок, оказался близким к  $\sigma^0$  (см. формулу (5.3)). Проведенный там же параметрический анализ влияния толщины пограничного слоя в выходном сечении гиперзвукового сопла показал, что даже в случае сильного изменения числа Маха в ядре потока рост потерь полного давления по сравнению с (5.3) составляет несколько процентов при  $M^0 = 10-18$ . Полученный в [10, 13] основной результат следует из (5.4) при  $\lambda_1 \rightarrow \lambda^0$ .

В проведенном затем эксперименте на аэродинамической трубе отклонение от этого правила оказалось небольшим даже при  $M^0 = 3,7$  [14]. Однако возможность распространения результатов [10, 13] на сверхзвуковой диапазон скоростей и произвольно большую длину канала не исследована. Поэтому проанализируем более строго пределы изменения потерь при торможении сверхзвукового потока в канале постоянного сечения.

Осредненное значение коэффициента скорости в начальном сечении псевдоскачка может изменяться в пределах  $\lambda^0 \leq \lambda_1 \leq 1$ . При  $\lambda_1 = \lambda^0$  коэффициенты эффективности псевдоскачка достигают наибольшего значения  $\eta_0^0 = \eta^0 = 1$ . В другом предельном случае ( $\lambda_1 = 1$ ) эффективность торможения в псевдоскачке минимальна. Значения  $\eta_{0 \min}^0$  и  $\eta_{\min}$  приведены в табл. 2 в функции геометрического числа Маха  $M^0$ .

Эффективность восстановления давления  $\eta_0^0 = \eta^0 \approx 1$  физически реализуется в тракте установок с хорошо профилированным соплом при больших  $Re$  и начале псевдоскачка вблизи выходного сечения сопла, ког-

Т а б л и ц а 2

$M^0$	$\eta_{0 \min}^0$	$\eta_{\min}^0$	$M^0$	$\eta_{0 \min}^0$	$\eta_{\min}^0$
3	0,72	0,44	10	0,61	0,36
5	0,65	0,38	$\infty$	0,60	0,32



да относительная толщина вытеснения пограничного слоя  $\delta_1^*/d$  мала. И, наоборот, минимальные величины  $\eta_{0\min}^0$  и  $\eta_{\min}^0$  соответствуют малым  $Re$  и (или) смещению псевдоскачка далеко вниз по потоку. Из табл. 2 видно, что в рамках рассматриваемой модели потери, связанные с вязкими эффектами, не очень сильно изменяют полное давление в псевдоскачке даже в предельном случае:  $M^0 \rightarrow \infty$ ,  $M_1 = 1$  ( $\eta_{0\min}^0 = 0,60$ ).

Предельно малые значения  $\eta_{\min}^0$  в известных нам работах не достигались из-за малости относительной длины канала (для соответствующих  $Re$ ). В настоящих экспериментах такой случай реализовался в канале  $B = 8,9$  (см. линию 15 на фиг. 2, *в*). В конце этого канала (отмечено вертикальной штриховой линией) была определена величина среднего числа Маха. При этом, как и в [1], использовалось соотношение

$$(5.6) \quad y(M_1) = \frac{1}{P_1} \frac{1}{A/A^*},$$

следующее из уравнений сохранения массы и энергии в предположении постоянства  $P_1$  по сечению канала. Расчет дает значение  $M_1 \approx 1$ . Рост давления после небольшого расширения потока (справа от штриховой линии) говорит о том, что в рассматриваемом сечении поток «в среднем», скорее всего, дозвуковой. Далее по формуле (5.5) была определена величина минимального относительного давления восстановления в псевдоскачке  $\eta_{\min}^0 = 0,385$ , которая находится в хорошем соответствии с экспериментом ( $\eta_{\min}^0 = 0,39$ ). Это совпадение свидетельствует о реалистичности допущений, использованных при выводе (5.5) и (5.6).

Теперь посмотрим, насколько сильно достигнутые в опытах значения давления отличаются от максимально возможного. При этом вновь обратимся к фиг. 2, где по оси ординат справа отложено значение  $P^0 = p/p_2^0$  (при вычислении  $p_2^0$  для каналов  $B = 1,2$  и  $8,9$  учтено поджатие сечения перегородками). Наибольшие значения коэффициента  $\eta^0$  ( $P^0$  в точке максимума) в настоящих экспериментах равны  $0,86$ ;  $0,82$  и  $0,76$  при  $B = 1,2$ ;  $3,8$  и  $8,9$  соответственно. Максимальная эффективность восстановления полного давления определялась в опытах с соплом I ( $B = 3,8$ ), когда начало псевдоскачка находилось сразу за выходным сечением сопла, а измерения проводились на расстоянии  $L_d = 36$ . Осредненное по площади значение  $\langle p_{02\max} \rangle = 4,65 \cdot 10^{-2}$  соответствует  $\eta_0^0 = 0,9$ .

Итак, несмотря на большие потери в сопле и значительное отличие среднего числа Маха от расчетного, максимальная эффективность восстановления давления в псевдоскачке близка к предельной для данной степени расширения сопла. Это находится в соответствии с (5.4), (5.5), поскольку в данной ситуации величина  $\lambda_1$  мало отличается от  $\lambda^0$ . Аналогичный вывод, как уже упоминалось ранее, получен в [10, 13] на основе расчетного анализа влияния пограничного слоя в гиперзвуковом сопле на величину  $\sigma$ .

В экспериментах с соплами II и III, отличающихся от сопла I профилем до- и сверхзвуковой части и степенью расширения, получены близкие к указанным выше максимальные значения коэффициентов эффективности. Так, для сопла II  $\eta^0 = 0,90$  и  $\eta_0^0 = 0,95$ . На фиг. 2, *б* штриховой линией показана зависимость  $P^0(L_d)$  для блока конических сопел. В этом случае  $\eta^0 = 0,78$  и  $\eta_0^0 = 0,80$ . Для сравнения приведем также значение  $\eta_{\max}^0$  для цилиндрических труб. В условиях опытов [1]  $\eta_{\max}^0 = 0,90$ . На основании полученных результатов можно констатировать, что способ профилирования и даже метод получения сверхзвукового потока (сопла или сопловые блоки) в исследованном диапазоне  $A/A^*$  влияют на потери в самих сопловых устройствах и определяют распределение параметров в выходных сечениях, но мало изменяют максимальную эффективность восстановления давления. Форма поперечного сечения канала также практически не изменяет значения  $\eta_{\max}^0$ .

Тем не менее коэффициенты  $\eta_c^0$  и  $\eta^0$  не являются достаточно общей характеристикой псевдоскачка, так как определяют эффективность восстановления давления в системе сопло — диффузор. Для сопоставления эффективности собственно псевдоскачка, полученной в различных экспериментальных условиях, логичнее использовать параметр

$$(5.7) \quad \eta = p_2/p_{21}(M_1),$$

где  $p_2$  — максимальное давление в канале в случае произвольного расположения начала псевдоскачка относительно среза сопла (сечение  $L_1$ );  $p_{21}$  — расчетное давление за прямым скачком при  $M = M_1$  и  $p = p_1$ . Число Маха в сечении  $L_1$  находится из соотношения (5.6) по известным  $P_1$  и  $A/A^*$ .

Учтем далее в (5.6) коэффициент расхода сопла  $\mu$ :

$$(5.8) \quad y(M_1) = \mu(1/P_1)(A/A^*)^{-1}$$

и введем параметр

$$(5.9) \quad \eta' = p_2/p_{21}'(M_1),$$

где  $p_{21}' = p_{21} - \Delta p$ . Уменьшение давления в псевдоскачке за счет трения  $\Delta p$ , как показали расчеты, относительно невелико, по крайней мере, при  $Re_d \geq 10^4$ . Об этом же свидетельствуют опыты [16]. Поэтому для оценки  $\Delta p$  использовались данные для стабилизированного течения в трубах, а число  $Re_d$  вычислялось по параметрам потока за прямым скачком в начальном сечении псевдоскачка. Такой результат приведен в [2].

Значения  $\eta$  и  $\eta'$ , вычисленные на основании (5.6), (5.7) и (5.8), (5.9) соответственно, приведены в табл. 3 для экспериментов с соплом I ( $Re_d = (2-3) \cdot 10^5$ ). Предполагалось, что  $\mu = 1$ . Близкие к указанным результаты были получены и при большей степени расширения (сопло II):  $\eta = 0,89-0,94$ ,  $\eta' = 0,94-1$ . Отметим здесь, что и для цилиндрических труб  $\eta = 0,95-0,99$ . Отличие  $\eta'$  от единицы связано с предположением  $\mu = 1$ , приближенностью учета трения и другими допущениями анализа, а также точностью эксперимента. Однако в целом можно констатировать консервативность этой характеристики псевдоскачка к изменению формы и степени расширения сопла, конфигурации канала и предыстории потока.

С другой стороны, длина псевдоскачка в большей степени подвержена влиянию различных факторов. Об этом, в частности, свидетельствуют результаты данных опытов, а также [3, 16].

С учетом сказанного о параметре  $\eta'$  были проанализированы имеющиеся в литературе данные по эффективности псевдоскачка в прямоугольных каналах. Условия экспериментов отражены в табл. 4.

Во всех рассмотренных работах  $\eta'$  ниже, чем в цилиндрической трубе и в прямоугольном канале в условиях данных опытов. По нашему мнению, основной причиной низкой эффективности торможения потока в анализируемых исследованиях является недостаточная длина канала. За исключением [3], она оказалась меньше установленной в настоящих экспериментах протяженности псевдоскачка (см. фиг. 4). В этом случае механизм псевдоскачка реализуется лишь частично (см. точки A, B на фиг. 2, б). Относительно работы [3], где  $L > L^*$  и тем не менее  $\eta \ll 1$ , можно сказать следующее. По всей видимости, автор использовал другой метод определения  $\eta$  или же просто неверно вычислил отношение давлений. С использованием приведенных на фиг. 8 в [3] исходных данных было

Т а б л и ц а 3

Номер линий на фиг. 2	$\eta$	$\eta'$	Номер линий на фиг. 2	$\eta$	$\eta'$
1	0,91	0,96	7	0,82	0,88
3	0,92	0,99	8	0,80	0,88
6	0,86	0,92	11	0,81	0,88



Т а б л и ц а 4

Источник	$A/A^*$ , ( $M^0$ )	$B$	$L'_d$	$\eta'$
[6]	16,56	9,08	9	0,47
		3	12	0,67
[4], фиг. 5, 6	19,3	7,65	6,4	0,7
[5]	(3)	8	12	0,65 *
[7]	(5)	4,5	15	0,52 *
[3], фиг. 8	(3)	2	15	0,58—0,77 **

\*  $p_{\max}/p_2(M^0)$ , \*\* $\eta$ .

получено  $\eta' = 0,98—0,99$ , что полностью соответствует результатам настоящих опытов.

Итак, в результате проведенного исследования найдена зависимость протяженности псевдоскачка в прямоугольном канале от соотношения сторон при  $M_1 = 3—4$ . В том случае, когда длина канала больше значений, даваемых соотношением (4.1), максимальное давление восстановления близко к его значению в круглой трубе. Низкая эффективность прямоугольных диффузоров в предшествующих исследованиях связана в основном с недостаточной длиной экспериментального канала.

Величина коэффициента эффективности псевдоскачка ( $\eta' = 0,9—1$ ) не зависит от степени расширения и формы соплового устройства, конфигурации канала и предистории потока. Таким образом, результаты данной работы позволяют выбрать оптимальную длину и определить давление на выходе прямоугольного диффузора постоянного сечения при  $B \leq 9$  и  $M_1 = 3—4$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Neuman E. P. and Lustwerk F. Supersonic diffusers for wind tunnels.— J. Appl. Mech., 1949, vol. 16, N 2.
2. Зимонт В. Л., Острась В. Н. Торможение в псевдоскачке при сверхзвуковом течении в каналах.— В кн.: Тр. четвертых чтений Ф. А. Цандера. Секция «Теория и конструкция двигателей и летательных аппаратов». М., 1976.
3. Меркли. Восстановление давления в сверхзвуковых диффузорах с прямоугольным поперечным сечением постоянной площади.— РТК, 1976, т. 14, № 2.
4. Краузе З. Экспериментальное исследование сверхзвуковых диффузоров с большим соотношением сторон поперечного сечения и низкими числами Рейнольдса.— РТК, 1981, т. 19, № 1.
5. Хасингер, Миллер. Экспериментальное исследование сверхзвукового диффузора прямоугольного сечения.— РТК, 1975, т. 13, № 4.
6. Кузьмин В. А. Торможение сверхзвукового потока в прямоугольных каналах.— В кн.: Газодинамика двигателей летательных аппаратов. № 1. Казань, 1978.
7. Fishburn E. S., Snedeker R. S. and Coleman Dup Donaldson. Investigation of gas dynamic phenomena associated with high power lasers. A. R. A. P. Report N 228, 1974.
8. Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Рубан Н. А. Экспериментальное исследование течения в соплах газодинамических лазеров.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5.
9. Director M. N. Aerodynamic parameters affecting practical gas dynamic laser design.— AIAA Paper N 73—626, 1973.
10. Межиров И. И. Исследование течений в гиперзвуковых соплах аэродинамических труб.— Тр. ЦАГИ, 1981, вып. 2419.
11. Баев В. К., Кталхерман М. Г., Мальков В. М., Рубан Н. А. Характеристики потока и восстановление давления в прямоугольном канале за решеткой осесимметрич-

- ных сопел.— В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск, 1982.
12. **Лыжин О. В., Межиров И. И.** Об осреднении полного давления неравномерного газового потока.— Учен. зап. ЦАГИ, 1980, т. XI, № 3.
  13. **Межиров И. И.** О потерях полного давления в гиперзвуковой аэродинамической трубе.— Инж. журнал, 1965, т. V, № 2.
  14. **Межиров И. И., Чистов Ю. И.** Исследование восстановления полного давления в потоке за гиперзвуковыми соплами.— Учен. зап. ЦАГИ, 1981, т. XII, № 2.
  15. **Тихомиров Ю. А.** Исследование влияния числа  $Re$  на коэффициент восстановления давления в диффузоре гиперзвуковой трубы.— Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. VIII, № 2.
  16. **Гурылев В. Г., Трифонов А. К.** Псевдоскачок в простейшем воздухозаборнике в виде цилиндрической трубы.— Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. VII, № 2.

*Поступила 23/IX 1983 г.*

---